

Die $^2\text{H}+d$ -Reaktion bei niedrigen Energien

D. FICK

Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Eingegangen am 14. Januar 1969

The $^2\text{H}+d$ Reaction at Low Energies

It is shown that in the angular distributions of the $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ (using polarized and unpolarized deuterons) and likewise in the neutron polarization of the mirror reaction $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ the resonance found at $E_d \approx 105$ keV can be understood as a threshold resonance. From the experimental data $J^\pi = 2^{(+)}$, $T=0$ is derived for spin, parity and isospin of the resonance. Additionally it is found, that the resonant part of the reaction has a small coupling matrix element, linking the $^2\text{H}+d$ channel with the $^3\text{H}+p$ and $^3\text{He}+n$ channels.

1. Einleitung

Die $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion (p -Kanal) und $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion (n -Kanal) sind Kernreaktionen mit großen Symmetrieeigenschaften: Der Eingangskanal besteht aus zwei identischen Teilchen (Bosonen), die Ausgangskanäle sind zueinander ladungskonjugiert.

Ein bei niedrigen Energien ziemlich großer Wirkungsquerschnitt ließ schon sehr frühzeitig Untersuchungen dieser beiden Reaktionen zu, so daß eine große Anzahl von Messungen vorliegt (eine Zusammenfassung bis November 1967 findet sich bei MEYERHOF und TOMBRELLO¹). In den letzten Jahren konzentrierte sich das Interesse besonders auf Polarisationsmessungen, sowohl im Ausgangskanal (Messung der Polarisation der emittierten Neutronen) als auch im Eingangskanal (Messung der Analysierstärke für vektor- bzw. tensorpolarisierte Deuteronen).

Beide Reaktionen haben einige auffallende Merkmale:

a) Einen hohen Wechselwirkungsabstand im Eingangskanal von 7 fm^2 (mittlerer quadratischer Radius des Deuterons $2,2 \text{ fm}$).

b) Große $l=1$ -Beiträge, selbst bei niedrigen Energien, erkennbar in den Koeffizienten B_1 vor den Legendre-Polynomen $P_2(\cos \vartheta)$ in den Winkelverteilungen mit unpolarisierten Deuteronen³ (s. dazu Gl. (2.1)).

1. MEYERHOF, W. E., and T. A. TOMBRELLO: Nucl. Phys. A **109**, 1 (1968).

2. ROOK, J. R., and L. J. B. GOLDFARB: Nucl. Phys. **27**, 79 (1961).

3. THEUS, R. B., W. I. MCGARRY, and L. A. BEACH: Nucl. Phys. **60**, 273 (1966).

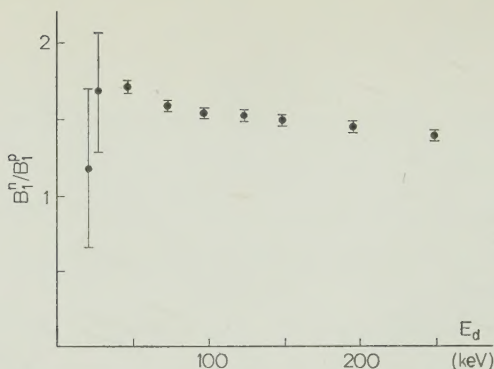


Fig. 1. Verhältnis B_1^n/B_1^p der Anisotropiekoeffizienten in der Winkelverteilung des Neutronen- bzw. Protonenkanals. Zur Definition von B_1 s. Gl. (2.1). Experimentelle Werte zu dieser Figur entnommen Ref. ³

c) Einen von eins verschiedenen Quotienten der Koeffizienten B_1 für den Neutronen- und Protonenkanal. Fig. 1 zeigt B_1^n/B_1^p als Funktion der Energie (Daten hierzu entnommen aus Ref. ³).

d) Erheblich verschiedene Q -Werte für den p -Kanal ($Q=4,033$ MeV) und den n -Kanal ($Q=3,269$ MeV).

e) Ziemlich hohe Beiträge von $S=2$ -Zuständen (Quintett-Zuständen) der beiden Deuteronen zur Reaktion ⁴⁻⁷. Bisher wurde meist angenommen, daß diese Zustände auf Grund des Pauliprinzipis stark unterdrückt sind.

f) In mehreren Arbeiten gefundene enge Resonanz in den Anregungsfunktionen der Winkelverteilung mit unpolarisierten Deuteronen ⁷, der Neutronenpolarisation ^{8,9} und der Analysierstärke der Deuteronen ⁷. Die in den Experimenten von FRANZ und FICK ⁷ und THOMAS und HOFMANN ⁹ gefundenen Ergebnisse sind in Fig. 2 dargestellt. Die in der Neutronenpolarisation gefundene Resonanz konnte bisher jedoch noch nicht von allen Autoren bestätigt werden ^{10,11}.

4. PETITJEAN, C., P. HUBER, H. PAETZ gen. SCHIECK, and H. R. STRIEBEL: *Helv. Phys. Acta* **40**, 401 (1967).
5. PAETZ, H., gen. SCHIECK, P. HUBER, C. PETITJEAN, H. RUDIN, and H. R. STRIEBEL: *Helv. Phys. Acta* **40**, 414 (1967).
6. GOLDFARB, L. J. B., and H. E. REED: *Phys. Letters* **27 B**, 140 (1968).
7. FRANZ, H. W., and D. FICK: *Nucl. Phys. A* **122**, 591 (1968).
8. HAENSGEN, H., H. POSE, G. SCHIRMER, and D. SEELINGER: *Nucl. Phys.* **73**, 417 (1965).
9. THOMAS, K., u. A. HOFMANN: *Z. Physik* **217**, 128 (1968).
10. BEHOF, A. F., T. H. MAY, and W. I. MCGARRY: *Nucl. Phys. A* **108**, 250 (1968).
11. STOPPENHAGEN, W. G., and R. W. FINLAY: *Bull. Am. Phys. Soc.* **13**, 873 (1968).



Diese schmale Resonanz ist der Ausgangspunkt für die nachfolgenden Überlegungen. Bei diesen wird nur ein pauschales Verständnis angestrebt, das als Ausgangspunkt für zukünftige Experimente (und auch theoretische Überlegungen) dienen kann. Deshalb werden längere Rechnungen vermieden.

Zunächst ist eine kurze Würdigung der bisherigen theoretischen Arbeiten, die gleichzeitig auch eine Definition der nötigen Begriffe bringen wird, notwendig. Dies wird in Kap. 2 geschehen. Kap. 3 ist ganz der Deutung der Anomalien in den Anregungsfunktionen gewidmet. Kap. 4 wird sich mit der Zuordnung der Resonanz zu bestimmtem Spin, Parität und Isospin befassen. Kap. 5 enthält eine Zusammenfassung und einen experimentellen wie auch theoretischen Ausblick.

2. Theorie

a) Allgemeines

Im folgenden wird zur Beschreibung der Reaktion die Nomenklatur von ROOK und GOLDFARB² benutzt. Ein Reaktionsmatrixelement hat die Form

$$\langle l_2 S_2 J | R | l_1 S_1 J \rangle$$

wobei sich der Index 1 auf den Eingangskanal ($^2\text{H}-d$) und der Index 2 auf den Ausgangskanal ($n-^3\text{He}$ oder $p-^3\text{H}$) beziehen. l ist der Bahndrehimpuls, S der Kanalspin in den einzelnen Kanälen, J der Gesamtdrehimpuls.

Auf Grund der zwei identischen Bosonen im Eingangskanal können gerade Kanalspins $S_1=0,2$ nur mit geraden

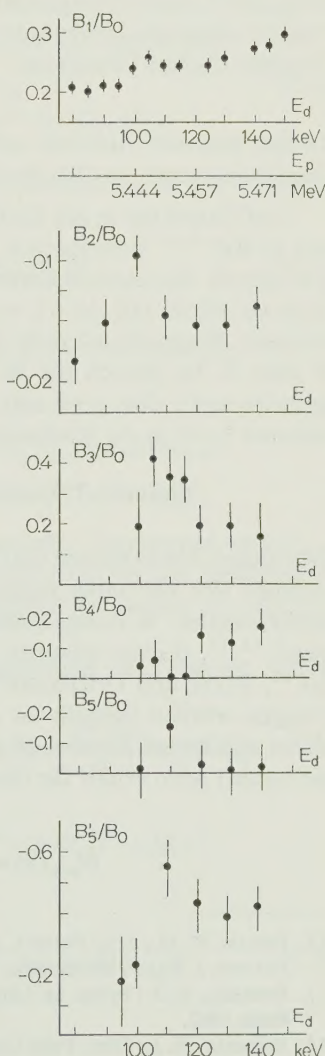


Fig. 2. Experimentelle Ergebnisse der Verhältnisse (B_i/B_0). B_0 ist proportional zu σ_{tot} und zeigt keine Resonanz. B_2/B_0 ist berechnet aus Werten für die Neutronenpolarisation in der $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion⁹. Alle restlichen sind entnommen der Arbeit von FRANZ und FICK⁷ über die $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ -Reaktion. Eingezeichnet ist außerdem die Protonenenergie für die Rückreaktion $^3\text{H}(p, d)^2\text{H}$, die zur gleichen Anregungsenergie in ^4He führt

Bahndrehimpulsen $l_1 = 0, 2 \dots$ auftreten, ungerade Kanalspins $S_1 = 1$ nur mit ungeraden Bahndrehimpulsen $l_1 = 1, 3, \dots$. Wegen der niedrigen Einschußenergien $E_d \leq 200$ keV ($E_{\text{CM}} \leq 100$ keV) lassen sich die Bahndrehimpulse im Eingangskanal auf $l_1 = 0, 1, 2$ beschränken, wobei entsprechend ROOK und GOLDFARB² $l_1 = 2$ nur in Interferenzgliedern mit $l_1 = 0$ mitgenommen wird. Üblich sind folgende Abkürzungen für die vorkommenden Matrixelemente:

Singulett-Singulett-Übergänge: $\alpha_J = \langle J0J | R | J0J \rangle$, vorhanden α_0, α_2 ,
 Singulett-Triplett-Übergänge: $\beta_J = \langle J1J | R | J0J \rangle$, vorhanden β_2 ,
 Triplett-Singulett-Übergänge: $\beta_{JJ} = \langle J0J | R | J1J \rangle$, vorhanden β_{11} ,
 Triplett-Triplett-Übergänge: $\alpha_{1J} = \langle 11J | R | 11J \rangle$,
 vorhanden $\alpha_{10}, \alpha_{11}, \alpha_{12}$.

In den früheren Arbeiten wurden Matrixelemente mit $S_1 = 2$ (Quintett-Zustände) wegen des Pauliprinzipis vernachlässigt^{2,12}.

Auf Grund der in der Einleitung erwähnten Experimente^{4,5,7} werden wie in Ref.^{6,13} Beiträge von $S_1 = 2$ -Matrixelementen hier berücksichtigt. Da jedoch Kanalspinänderungen von $\Delta S = 2$ sicher unwahrscheinlicher sind als solche mit $\Delta S = 1$, werden nur Quintett-Triplett-Übergänge betrachtet. Wegen $S_1 = 2$ muß l_1 in diesem Matrixelement gerade sein, also 0 oder 2. Da jedoch die Matrixelemente mit $S_1 = 2$ wegen des Pauliprinzipis nicht allzu groß sein werden, wird im folgenden nur das Matrixelement $l_1 = 0$ in die Rechnung einbezogen:

Quintett-Triplett-Übergänge: $\gamma = \langle 212 | R | 022 \rangle$.

Mit diesen Abkürzungen und mit der Beschränkung der Bahndrehimpulse ergeben sich die unten angegebenen Ausdrücke für den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Polarisierung der Neutronen^{2,13,14}. (Leider stimmen die Resultate der Rechnungen von BOERSMA¹³, ROOK und GOLDFARB² und BOERSMA¹⁴ nicht überein. Die Rechnungen wurden deshalb an den strittigen Punkten wiederholt, und die dabei erhaltenen Ergebnisse sind in den nachfolgenden Gleichungen eingetragen.) Man erhält für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt:

$$W_{\text{unp}}(\vartheta) = \frac{\lambda^2}{36} (B_0 + B_1 P_2(\cos \vartheta)) \quad (2.1)$$

-
12. BEIDUK, F. M., J. R. PRUETT, and E. KONOPINSKI: Phys. Rev. **77**, 622 (1950). — PRUETT, J. R., F. M. BEIDUK, and E. KONOPINSKI: Phys. Rev. **77**, 628 (1950).
 13. BOERSMA, H. J.: Symp. on Light Nuclei, Few Body Problems and Nuclear Forces, Brela 1967.
 14. BOERSMA, H. J.: Diss. Free University Amsterdam 1963.

mit

$$\begin{aligned} B_0 &= |\alpha_0|^2 + |\alpha_{10}|^2 + 3|\alpha_{11}|^2 + 5|\alpha_{12}|^2 + 3|\beta_{11}|^2 + 10|\gamma|^2 \\ B_1 &= \frac{3}{2}|\alpha_{11}|^2 + \frac{7}{2}|\alpha_{12}|^2 + 4\operatorname{Re}(\alpha_{10}\alpha_{12}^*) + 9\operatorname{Re}(\alpha_{11}\alpha_{12}^*) \\ &\quad + 10\operatorname{Re}(\alpha_0\alpha_2^*) - 3|\beta_{11}|^2. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Für die Neutronenpolarisation P_n :

$$W_{\text{unp}}(\vartheta) P_n(\vartheta) = \frac{\lambda^2}{36} B_2 P_{21}(\cos \vartheta), \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} B_2 &= \frac{3}{2}\operatorname{Im}(\alpha_{11}\alpha_{12}^*) + \operatorname{Im}(\alpha_{10}\alpha_{12}^*) + \frac{5}{\sqrt{6}}\operatorname{Im}(\alpha_0\beta_2^*) \\ &\quad + \frac{3\sqrt{2}}{4}\operatorname{Im}(\alpha_{11}\beta_{11}^*) + \frac{3\sqrt{2}}{4}\operatorname{Im}(\beta_{11}\alpha_{12}^*). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Bei der Benutzung von polarisierten Deuteronen kann die Winkelverteilung wie folgt geschrieben werden:

$$W(\vartheta, \varphi) = W_{\text{unp}}(\vartheta) + W_{\text{pol}}(\vartheta, \varphi) \quad (2.5)$$

mit

$$\begin{aligned} W_{\text{pol}}(\vartheta, \varphi) &= \frac{\lambda^2}{36} [Q_y(B_3 P_{11}(\cos \vartheta) + B_4 P_{21}(\cos \vartheta)) \cos \varphi \\ &\quad + Q_{xx-yy} B_5 P_{22}(\cos \vartheta) \cos 2\varphi \\ &\quad + Q_{xz}(B_8 P_{11}(\cos \vartheta) + B_6 P_{21}(\cos \vartheta)) \cos \varphi \\ &\quad + Q_{zz}(B_7 + B_9 P_1(\cos \vartheta) + B'_5 P_2(\cos \vartheta))], \end{aligned} \quad (2.6)$$

wobei Q_y die Vektorpolarisation der einlaufenden Deuteronen und Q_{zz} , Q_{xz} , Q_{xx-yy} drei Komponenten der Tensorpolarisation der Deuteronen darstellen (ohne Beschränkung der Allgemeinheit wurde $Q_x = Q_{yz} = Q_{xy} = 0$ angenommen).

Die B_i hängen dann mit den Matrixelementen auf folgende Weise zusammen:

$$\begin{aligned} B_3 &= 3\sqrt{3}\operatorname{Im}(\alpha_0\beta_{11}^*) - \frac{9\sqrt{10}}{8}\operatorname{Im}(\gamma\alpha_{11}^*) + \frac{9\sqrt{10}}{8}\operatorname{Im}(\gamma\alpha_{12}^*) \\ B_4 &= \frac{3}{2}\operatorname{Im}(\alpha_{10}\alpha_{12}^*) + \frac{9}{4}\operatorname{Im}(\alpha_{11}\alpha_{12}^*) \\ B_5 &= \frac{3}{8}|\alpha_{11}|^2 - \frac{3}{4}\operatorname{Re}(\alpha_{11}\alpha_{12}^*) + \frac{3}{8}|\alpha_{12}|^2 - \frac{3}{4}|\beta_{11}|^2 - \frac{1}{12}|\gamma|^2 \\ &\quad - \frac{5\sqrt{10}}{21}\operatorname{Re}(\gamma\beta_2^*) \\ B'_5 &= 2\operatorname{Re}(\alpha_{10}\alpha_{12}^*) - \frac{3}{8}|\alpha_{11}|^2 - \frac{9}{4}\operatorname{Re}(\alpha_{11}\alpha_{12}^*) + \frac{5}{8}|\alpha_{12}|^2 \\ &\quad - \frac{1}{4}|\gamma|^2 + \frac{5\sqrt{10}}{7}\operatorname{Re}(\gamma\beta_2^*) \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$B_7 = \frac{1}{2} |\alpha_{10}|^2 - \frac{3}{4} |\alpha_{11}|^2 + \frac{1}{4} |\alpha_{12}|^2 - \frac{3}{4} |\beta_{11}|^2$$

$$B_8 = -\frac{9\sqrt{10}}{20} \operatorname{Re}(\gamma \alpha_{11}^*) - \frac{3\sqrt{10}}{20} \operatorname{Re}(\gamma \alpha_{12}^*).$$

Außerdem gelten noch folgende Relationen:

$$2 B_6 = B_5 + B_5'$$

$$B_9 = 3 B_8. \quad (2.8)$$

Aus diesen Gleichungen ersieht man:

Es gibt eine Reihe von Meßgrößen B_i , in die das Matrixelement γ (Quintett-Triplett-Übergänge) nicht eingeht: B_1 , B_2 , B_4 und B_7 . An zwei Stellen (bei Q_{zz} und Q_{xz}) verschwindet ein Koeffizient (B_8 und B_9), wenn das Matrixelement $\gamma=0$ ist. Die Bestimmung von B_8 oder B_9 ist also ein direkter Test über die Größe und Existenz von γ . Dieses Verfahren wurde in der Arbeit von FRANZ und FICK⁷ benutzt.

In der Arbeit von ROOK und GOLDFARB², in der γ vernachlässigt wurde, wird B_3 als ein Maß für die Größe von β_{11} angesehen. Da β_{11} in Störungsrechnung erster Ordnung verschwinden sollte², waren die relativ großen experimentellen Werte von B_3 schwer zu verstehen^{4, 5, 7, 15}. Bei Berücksichtigung von $S_1=2$ -Zuständen kann das Nichtverschwinden von B_3 natürlich durch den Beitrag der Quintett-Triplett-Übergänge (Matrixelement γ) erklärt werden. (Hierauf hat als erster BOERSMA hingewiesen¹³). Ein weiterer Hinweis, daß die Quintett-Zustände nicht zu vernachlässigen sind, liefert die Analyse der elastischen $^2\text{H}-d$ -Streuung bei niedrigen Energien¹⁶ und eine Analyse der resonanzartigen Erscheinung in der $^2\text{H}+d$ -Reaktion (s. dazu Kap. 2B).

b) Diskussion verschiedener theoretischer Ansätze

Die wesentliche Idee des Ansatzes von KONOPINSKI und TELLER¹⁷ und von BEIDUK, PRUETT und KONOPINSKI¹² ist die Aufteilung der Reaktionsamplitude in zwei Faktoren: Der erste Faktor gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß die Deuteronen ihren Coulombwall und ihre Zentrifugalbarriere durchtunneln. Diese Wahrscheinlichkeit hängt von der Energie der Deuteronen und den Randbedingungen ab und wird im wesentlichen durch die Durchdringungsfaktoren wiedergegeben. Der zweite Faktor, „die inneren Reaktionswahrscheinlichkeiten“, ist in diesem Ansatz eine Konstante, unabhängig von der Energie. Die Energieabhängigkeit der

15. FICK, D., R. FLEISCHMANN, and G. GRAW: Proc. 2nd Int. Symp. on polarization phenomena of nucleons, Karlsruhe, S. 359 (1965).

16. BALASHKO, I. G., and I. I. BARIT: J. Exptl. Theoret. Phys. **34**, 715 (1958).

17. KONOPINSKI, E., and E. TELLER: Phys. Rev. **73**, 822 (1948).

Wirkungsquerschnitte in diesem Modell ist dann allein wegen des hohen Q -Wertes der Reaktion durch die Durchdringungsfaktoren im $^2\text{H} + d$ -Kanal gegeben. Für extrem niedrige Energien ist dies wahrscheinlich eine relativ gute Näherung¹³. Details der Wechselwirkung im Eingangs- und Ausgangskanal, Compound-Effekte über Bildung von ^4He können so natürlich nicht berücksichtigt werden. Eine weitere Schwierigkeit ist die doch recht empfindliche Abhängigkeit der Durchdringungsfaktoren von den gewählten Randbedingungen^{13, 14}.

Sowohl die obenerwähnten Ansätze als auch die Arbeit von ROOK und GOLDFARB² vernachlässigen Quintettbeiträge ($S_1 = 2$). ROOK und GOLDFARB machen den Vorschlag, etwaige resonanzartige Erscheinungen bei niedrigen Energien durch eine geschickte Überlagerung der Durchdringungsfaktoren verschiedener Kombinationen von Bahndrehimpulsen l_1 im Eingangskanal zu erklären. Eine genaue Analyse zeigt jedoch, daß dies für die in der letzten Zeit gefundenen resonanzartigen Strukturen bei etwa 100 keV nicht möglich ist¹⁸.

Yu¹⁹ hat zum erstenmal auf die Beeinflussung der $^2\text{H} + d$ -Reaktion durch virtuelle Niveaus in ^4He hingewiesen. Durch in der Nähe der $^2\text{H} + d$ -Schwelle (23,8 MeV über den Grundzustand von ^4He) liegende Niveaus mit negativer Parität (2^- bei 22,0 MeV, 0^- bei 21,4 MeV) wird in dieser Arbeit versucht, die Verstärkung von $l_1 = 1$ -Beiträgen zu verstehen (Fig. 3). Zur Beschreibung der Reaktion benutzt YU einen DWBA-Ansatz, wobei die ^4He -Niveaus über eine Endzustandswechselwirkung im $p - ^3\text{H}$ - bzw. $n - ^3\text{He}$ -Kanal berücksichtigt werden. Die angenommenen verschiedenen Zerfallsbreiten dieser Niveaus gegenüber Neutronen- und Protonenzerfall erklären dann das unterschiedliche Verhalten des Neutronen- und Protonenkanals in der $^2\text{H} + d$ -Reaktion (Fig. 1).

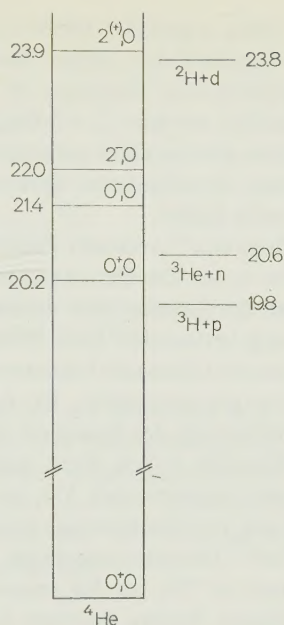


Fig. 3. Niveauschema von ^4He entnommen Ref.¹ mit zusätzlichem 2^+ , $T = 0$ -Niveau kurz über der $^2\text{H} + d$ -Schwelle

18. MENDEL, H.: Zulassungsarbeit Erlangen 1968.

19. YU, D. U. L.: Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) **36**, 734 (1966).

Völlig ungeklärt bleibt in dieser Arbeit, warum ein DWBA-Ansatz zur Beschreibung dieser Reaktion gerechtfertigt ist, d.h. warum die Kopplung von Eingangs- an Ausgangskanal schwach genug sein sollte. Weiterhin werden $S_1=2$ -Beiträge vernachlässigt. Die Beiträge von $l \cdot S$ -Termen werden nicht untersucht, obwohl die die Reaktion beeinflussenden Niveaus verschiedenen Spin und verschiedenen Abstand von der $^2\text{H}+d$ -Schwelle haben.

BOERSMA¹³ versucht ebenfalls einen direkten Wechselwirkungsansatz, wobei er im Deuteronenkanal reine Coulombwellen und im Ausgangskanal die Lösung der elastischen $n-^3\text{He}$ - (oder $p-^3\text{H}$ -) Streuung als Lösung verwendet. Eine Berechnung der $l=1$ -Beiträge mit einem Zweinukleonen-Hamada-Johnston-Potential ergibt entschieden zu kleine Wirkungsquerschnitte. Er schließt deshalb ebenfalls auf eine starke Beeinflussung der Reaktion durch Niveaus mit negativer Parität in ^4He .

Kürzlich haben FICK und FRANZ²⁰ versucht, durch einen DWBA-Ansatz entsprechend YU und einer resonanzartigen Eingangswechselwirkung im Deuteronenkanal die resonanzartigen Phänomene bei etwa 105 keV Deuteronenenergie zu erklären, unter der Annahme eines Niveaus in ^4He bei der entsprechenden Energie. Die Zuordnung $J^\pi=1^-$ zu diesem Niveau geschah durch das resonanzartige Verhalten von B_3 unter Zugrundelegung der Theorie von ROOK und GOLDFARB².

Für den DWBA-Ansatz gelten die gleichen Bedenken wie bei YU und bei BOERSMA.

Darüber hinaus zeigen die Experimente von FRANZ und FICK⁷ (Messung von B_9/B_0 , Gl. (2.6) und (2.8)), daß das Matrixelement γ (Quintett-Zustände) nicht vernachlässigt werden kann. Deshalb ist die Zuordnung der Resonanz zu 1^- auf Grund des resonanten Verhaltens von B_3 unter Zugrundelegung der Theorie von ROOK und GOLDFARB² nicht mehr stichhaltig und die Frage der Spinzuzuordnung wieder offen. Bei Berücksichtigung des Matrixelementes γ in B_3 kann der resonante Verlauf von B_3 durch eine Resonanz mit $J^\pi=1^-$ (β_{11} und α_{11}) oder $J^\pi=2^-$ (α_{12}) oder $J^\pi=2^+$ (γ) erzeugt werden.

Daß die Vernachlässigung von Quintett-Zuständen (Matrixelement γ) zu widersprüchlichen Ergebnissen führt, kann zusätzlich auf folgende Weise gezeigt werden: Bei Vernachlässigung der γ läßt sich aus den B_i eine Kombination von Matrixelementen mit $l_1=1$ bilden, die nicht von $J^\pi=1^-$ abhängt.

$$B_1 + 4B'_5 = 6|\alpha_{12}|^2 + 12 \operatorname{Re}(\alpha_{12}\alpha_{10}^*). \quad (2.9)$$

Bei Vernachlässigung der γ folgt für die Resonanz $J^\pi=1^-$. Die Summe aus $B_1 + 4B'_5$ darf dann keinen resonanzartigen Effekt zeigen. Die Fig. 4 zeigt $B_1 + 4B'_5$, entnommen aus Fig. 2. $B_1 + 4B'_5$ gibt im wesentlichen

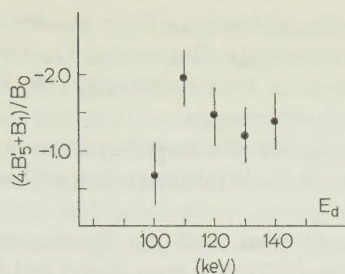


Fig. 4. Summe aus $4B'_5/B_0 + B_1/B_0$. Sie wird nicht durch Matrixelemente mit $J^\pi = 1^-$ beeinflusst. Daten hierzu entnommen der Fig. 2

das resonanzartige Verhalten von B'_5 wieder (da die Resonanz in B_1 nur sehr schwach ausgeprägt ist). Dies bedeutet: Die Vernachlässigung von Quintett-Zuständen (Matrixelement γ) ist sicher nicht gerechtfertigt.

Aus der Analyse der ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ -Reaktion und einer Diskussion der Kopplung des $p-{}^3\text{H}$ - und $n-{}^3\text{He}$ -Kanals an den ${}^2\text{H}-d$ -Kanal ergibt sich ebenfalls, daß dieser Zustand kein 1^- sein kann²¹.

3. Zur Deutung der Resonanz in den Anregungsfunktionen

Im folgenden Kapitel sollen zwei Fragen untersucht werden: Ist es möglich, von einem allgemeinen Standpunkt aus (z. B. R -Matrixtheorie) das Auftreten dieser Resonanz zu verstehen? Lassen sich wenigstens in der Resonanz einige der bei der ${}^2\text{H} + d$ -Reaktion auftretenden Phänomene miteinander in Verbindung bringen und erklären?

a) Deutung der Resonanz als Schwellenresonanz

Im folgenden wird öfters an Stelle der ${}^2\text{H} + d \rightarrow p + {}^3\text{H}$ -Reaktion (Hinreaktion) die Umkehrreaktion $p + {}^3\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + d$ (Rückreaktion) untersucht (entsprechend für den Neutronenkanal) und mit der elastischen $p-{}^3\text{H}$ - oder $n-{}^3\text{He}$ -Streuung verglichen werden. Aus der Zeitumkehrinvarianz der starken Wechselwirkung lassen sich aus den Analysierstärken²² für die Hinreaktion (ausgedrückt durch die Entwicklungskoeffizienten B_i) die Polarisierungen der Deuteronen bei der Rückreaktion errechnen²². Dabei unterscheiden sich die Polarisierungen der Deuteronen P_α höchstens durch ein Vorzeichen (bei P_y und P_{xz}) von den entsprechenden Analysierstärken, haben aber die gleiche Winkelverteilung und das gleiche resonante Verhalten (z. B. $P_y = -B_3 P_{11}(\cos \vartheta) - B_4 P_{21}(\cos \vartheta)$). P_α hängt natürlich jetzt von der entsprechenden Protonen-

21. WERTZ, C.: Private Mitteilung.

22. DÜNN, K., u. D. FICK: Z. Physik **199**, 309 (1967).

energie ab, die über den Q -Wert und die an der Reaktion beteiligten Massen mit E_d zusammenhängt. Die zu den Deuteronenenergien E_d für die Hinreaktion korrelierten Protonenenergien E_p für die Rückreaktion sind zusätzlich in Fig. 2 eingetragen.

Das Verhältnis B_1/B_0 für den unpolarisierten Fall ist für Hin- und Rückreaktion dasselbe, da die Winkelverteilungen im Schwerpunktsystem aufgetragen sind.

Aus Fig. 2 entnimmt man, daß die Resonanz in der Anregungsfunktion für die Rückreaktion bei etwa $E_p = 5,447$ MeV liegt, also kurz über der Schwelle für die $p + {}^3\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + d$ -Reaktion (5,377 MeV).

Solche Resonanzen finden sich bei leichten Kernen sehr häufig und werden als Schwellenniveaus bezeichnet. Ein bekanntes Beispiel dafür ist die Resonanz bei 107 keV in der $d + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n$ -Reaktion im Compound-System ${}^5\text{He}$. Weitere Beispiele finden sich in den Arbeiten von BAZ²³ und PHILLIPS und TOMBRELLO²⁴. Die speziellen Eigenschaften dieser Niveaus werden später noch diskutiert.

Ausgangspunkt der nachfolgenden Überlegungen ist ein Modell von BAZ²³. In ihm wird die Oberflächenregion der Kernkräfte in einer R -Matrix-Näherung gesondert behandelt. Man hat in diesem Modell drei Regionen: eine innere, in der die Kernkräfte voll wirksam sind und die entsprechend einer R -Matrix-Näherung durch Randbedingungen beschrieben wird; daran anschließend eine Region, in der die Kernkräfte von ihrem vollen Wert auf Null abfallen (Oberflächenregion), und die Außenregion, in der keine Kernkräfte mehr wirken. BAZ untersucht den Spezialfall, daß sich die Oberflächenregion mit einem anziehenden Kastenpotential annähern läßt. (Er kann zeigen, daß seine Schlüsse auch für beliebig geformte Oberflächenpotentiale richtig sind.) Man findet in diesem Modell:

- a) In der Nähe von Schwellen sind Resonanzen wahrscheinlich.
- b) Diese Resonanzen machen sich in allen Kanälen bemerkbar, im hier diskutierten Fall also sowohl in der $p - {}^3\text{H}$ -, $n - {}^3\text{He}$ - und $d - {}^2\text{H}$ -Streuung als auch in der $p + {}^3\text{H} \rightarrow {}^2\text{H} + d$ -Reaktion.
- c) Für $l=0$ liegt die Resonanzenergie direkt an der Schwelle.
- d) Für ein abstoßendes Potential im Außenraum (z.B. Coulomb-Potential, Zentrifugalbarriere) wandert die Resonanzenergie von der Schwelle weg (meistens zu etwas höheren Energien).

Wichtig für das Weitere werden die folgenden Eigenschaften sein:

- e) Man erwartet einen extrem großen Radius für diese Zustände.

23. BAZ, A. I.: *Advanc. Phys.* **8**, 349 (1959).

24. PHILLIPS, G. C., and T. A. TOMBRELLO: *Nucl. Phys.* **19**, 555 (1960).

f) Eine Diskussion zeigt, daß in der Resonanz das System im wesentlichen aus dem Teilsystem besteht, dessen Schwelle in der Nähe liegt, d. h. im untersuchten Fall das ${}^2\text{H}+d$ -System.

Mit diesem Modell läßt sich also das Auftreten einer Resonanz in der Nähe der Schwelle und der große Wechselwirkungsradius der ${}^2\text{H}+d$ -Reaktion (in der Resonanz) verstehen. Da die Coulombkräfte nicht verschwinden, ist außerdem wahrscheinlich, daß die Resonanzenergie nicht genau an der Schwellenenergie (sondern etwas darüber) liegt.

Aus dem Bazschen Modell ergibt sich eine Abschätzung für die zu erwartende Breite der Resonanz. Die reduzierte Breite γ^2 eines Niveaus²⁵ ist definiert durch

$$\Gamma = \gamma^2 P_l, \quad (3.1)$$

wobei P_l der entsprechende Durchdringungsfaktor und Γ die Resonanzbreite darstellt ($P_l = 2kR_0/(F_l^2 + G_l^2)$; F_l und G_l sind die regulären und irregulären Lösungen im Außenraum und l der Bahndrehimpuls der Resonanz).

Das Baz'sche Modell liefert nun für die zu erwartende Breite

$$\gamma^2 \approx \gamma_w^2 = 3\hbar^2/2\mu R_0^2, \quad (3.2)$$

wobei die Daten des ${}^2\text{H}+d$ -Kanals einzusetzen sind. γ_w^2 stellt das bekannte Wigner-Limit²⁶ dar. Es gibt eine obere Grenze für die Breite eines Niveaus an, das reinen Einteilchencharakter hat. Definiert man nun $|\Theta|^2$ durch

$$|\Theta|^2 = \gamma_{\text{exp}}^2/\gamma_w^2 = \Gamma_{\text{exp}}/\gamma_w^2 P_l, \quad (3.3)$$

dann sollte entsprechend den Vorbemerkungen $|\Theta|^2$ für den ${}^2\text{H}+d$ -Kanal in der Nähe von 1, für den $p-{}^3\text{H}$ - und $n-{}^3\text{He}$ -Kanal sehr klein sein.

Γ_{exp} läßt sich aus dem Anstieg der Kurven in Fig. 2 zu etwa $\Gamma_{\text{exp}} \approx 5$ keV abschätzen. Zur Berechnung von γ_w^2 wurde für den ${}^2\text{H}+d$ -Kanal als effektiver Radius $R_0 \approx 7$ fm, für den $p+{}^3\text{H}$ - und $n+{}^3\text{He}$ -Kanal etwa 4 fm eingesetzt. Die Resultate der kleinen Rechnung sind in Tabelle 1 zusammengefaßt, für die Fälle $l=0, 1, 2$ für die Resonanz (Coulombfunktionen entnommen Ref.²⁷).

Diese Zahlen beweisen, daß das System in der Resonanz im wesentlichen aus zwei Deuteronen aufgebaut ist. Man kann diese Resonanz also als eine „Cluster-Resonanz“ ansehen, wobei durch dieses Wort ausgedrückt werden soll, daß der resonante Effekt hier in einer resonanz-

25. LANE, A. M., and R. G. THOMAS: Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).

26. WIGNER, E. P., and L. EISENBUD: Phys. Rev. **72**, 29 (1947). — TEICHMANN, T., and E. P. WIGNER: Phys. Rev. **87**, 123 (1952).

27. BLOCH, I., M. H. HULL JR., A. A. BROYLES, H. G. BOURICIUS, B. E. FREEMAN, and G. BREIT: Rev. Mod. Phys. **23**, 147 (1951).

Tabelle 1

		${}^2\text{H}+d$	${}^3\text{H}+p$	${}^3\text{He}+n$
$\gamma_W^2 P_l$	$l=0$	190 keV	13 MeV	15 MeV
	$l=1$	14 keV	8 MeV	9 MeV
	$l=2$	26 keV	3 MeV	3 MeV
$ \Theta ^2$	$l=0$	0,03	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$
	$l=1$	0,35	$6 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$
	$l=2$	0,19	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

artigen Clusterbildung bei dieser Energie zu sehen ist. Da der gegenseitige Abstand der beiden Cluster (${}^2\text{H}+d$ -System) sehr groß ist, sind die effektiv wirksamen Kernkräfte natürlich klein (wegen ihrer kurzen Reichweite). Das erklärt qualitativ dann sofort, daß solche Resonanzen nur ganz in der Nähe der Schwellen auftreten können, da nur hier die kinetische Energie der beiden Cluster klein genug ist, um sie für eine relativ lange Zeit beieinanderzuhalten. Andererseits ist von vornherein nicht mehr zu erwarten, daß solche Resonanzen einen reinen Isospin besitzen, da sicher bei großen Abständen Kernkräfte und Coulombkräfte vergleichbar werden.

b) Begründung für einen DWBA-Ansatz

Nach dem bisher Gesagten ist es vorteilhaft, sich den Raum in drei Regionen eingeteilt zu denken: einen Außenraum, in dem die einzelnen Teilchencluster nicht wechselwirken (ausgenommen Coulombkräfte und Drehimpulsbarriere), die Clusterregion, wo eine Clusterbeschreibung angebracht ist, die innere Region, in der die starke Wechselwirkung zwischen den einzelnen Nukleonen eine komplexere Beschreibung des Systems verlangt. In der inneren Region durchdringen sich die Cluster stark, so daß bestimmte Zustände durch das Pauliprinzip verboten sind. In der Clusterregion ist das nicht der Fall. Nach dem Bazschen Modell wird erwartet, daß der Resonanzzustand im wesentlichen aus zwei Deuteronen besteht, die sich in der „Clusterregion“ befinden. Deshalb ist die Annahme, daß für einen solchen Zustand des ${}^2\text{H}+d$ -Systems die Quintett-Zustände verboten sind, nicht mehr stichhaltig.

Entsprechend dieser Deutung scheint es angebracht, eine Beschreibung der Reaktion durch Clustermodell-Wellenfunktionen mit entsprechender Wechselwirkung zu versuchen. Dies wurde zum erstenmal von PHILLIPS und TOMBRELLO^{24, 28} getan. Im folgenden werden die wesentlichen Konsequenzen für den hier vorliegenden Fall aus diesem Modell gezogen.

28. TOMBRELLO, T. A., and G. C. PHILLIPS: Nucl. Phys. **20**, 648 (1960).

Zunächst soll der Energieunterschied zwischen dem $p+{}^3\text{H}$ - und $n+{}^3\text{He}$ -System vernachlässigt werden. Er wird dann später in einem separaten Schritt wieder berücksichtigt.

Dann läßt sich das $A=4$ -System mit $T=0$, $T_z=0$ nach einem (Einkleonen-Dreinkleonen)-Cluster (Kanal 1, Isospin jedes Clusters $T=1/2$) und einem energetisch höheren (Zweinkleonen-Zweinkleonen)-Cluster (Kanal 2, Isospin jedes Clusters $T=0$) entwickeln. Die Gesamtwellenfunktion sei eine Spalte

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Theta_1 & \Psi_1 \\ \Theta_2 & \Psi_2 \end{pmatrix}, \quad (3.4)$$

wobei die Ψ_i als normiert und orthogonal (im Rahmen dieses Modells) angesehen werden. $|\Theta_i|^2$ gibt dann die Wahrscheinlichkeit an, mit der das System i in Ψ enthalten ist.

In einer 1. (linearen) Näherung sei der Hamiltonian

$$H = \begin{pmatrix} T_1 + V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & T_2 + V_{22} \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

wobei die Symbole die übliche Bedeutung haben. Aus der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung diskutieren nun PHILLIPS und TOMBRELLO die Bedingung für das Auftreten von $|\Theta_2|^2 \gg |\Theta_1|^2$, d.h. die Bedingung für das Auftreten eines Zustandes, der im wesentlichen aus dem System 2 besteht. Man findet

$$|\langle 1 | T_1 + V_{11} | 1 \rangle - \langle 2 | T_2 + V_{22} | 2 \rangle|^2 \gg |\langle 1 | V_{12} | 2 \rangle|^2. \quad (3.6)$$

Für die Zustände in der Nähe der Schwelle des Systems 2 ($|\langle 2 | T_2 | 2 \rangle| \approx 0$) ist diese Ungleichung dann erfüllt, wenn die Differenz D zwischen den Schwellenenergien der Systeme 1 und 2 (Fig. 5, im diskutierten Fall 3 bis 4 MeV) groß gegenüber der Kopplungsenergie $|\langle 1 | V_{12} | 2 \rangle|$ der Kanäle 1 und 2 aneinander ist. $|\langle 1 | V_{12} | 2 \rangle|$ wird nicht allzu groß in der Clusterregion sein, da die starke Kopplung der einzelnen Kanäle aneinander erst in der inneren Region vorliegen.

Etwas quantitativere Resultate lassen sich aus folgender Überlegung gewinnen²⁸:

Man betrachtet hierzu die stationäre Schrödinger-Gleichung

$$H \begin{pmatrix} \Theta_1 & \Psi_1 \\ \Theta_2 & \Psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Theta_1 & \Psi_1 \\ \Theta_2 & \Psi_2 \end{pmatrix}, \quad (3.7)$$

die auf zwei gekoppelte Differentialgleichungen führt

$$\begin{aligned} (T_1 + V_{11})(\Theta_1 \Psi_1) + V_{12}(\Theta_2 \Psi_2) &= E_1(\Theta_1 \Psi_1) \\ V_{21}(\Theta_1 \Psi_1) + (T_2 + V_{22})(\Theta_2 \Psi_2) &= E_2(\Theta_2 \Psi_2). \end{aligned} \quad (3.8)$$

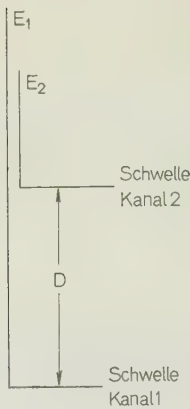


Fig. 5. Erläuterung im Text

Man sieht, daß dieser Ansatz formal zu einer Erweiterung eines DWBA-Ansatzes führt, in dem die Kopplung von Kanal 1 und 2 und umgekehrt in einem linearen Glied bei der Berechnung der Wellenfunktionen und Energieeigenwerte berücksichtigt wird.

An der Resonanzenergie E_2^0 für Kanal 2 (kurz über der Schwelle) soll nun (entsprechend Ungleichung (3.6)) V_{12} vernachlässigt werden, so daß

$$(T_2 + V_{22})(\Theta_2 \Psi_2) \approx \varepsilon_2^0 (\Theta_2 \Psi_2) \quad (3.9)$$

gilt, wobei ε_2^0 und E_2^0 sich nur wenig unterscheiden werden (wegen der Kleinheit von V_{12}).

Mit dieser Approximation ergibt die 1. Gleichung in (3.8)

$$\left(T_1 + V_{11} + \frac{V_{12} V_{21}}{E_1 - D - \varepsilon_2^0} \right) (\Theta_1 \Psi_1) = E_1 (\Theta_1 \Psi_1), \quad (3.10)$$

wobei $E_2 = E_1 - D$ gesetzt wurde (Fig. 5). In dieser Gleichung läßt sich das 3. Glied immer gegen $T_1 + V_{11}$ vernachlässigen, ausgenommen bei der Energie

$$E_1 \approx D + \varepsilon_2^0. \quad (3.11)$$

Bei dieser Energie divergiert das 3. Glied in Gl. (3.10). $|\Theta_1|^2$ muß bei dieser Energie gegen Null gehen. Wegen $|\Theta_1|^2 + |\Theta_2|^2 = 1$ wird dann an der Resonanzstelle $|\Theta_2|^2 \approx 1$.

An der Resonanz wird Ψ_1 aus Ψ herausgedrängt, so daß hier Ψ im wesentlichen durch Ψ_2 beschrieben wird.

Für die Breite dieser Resonanz erwartet man entsprechend Gl. (3.10)

$$\Gamma \approx \frac{|\langle 1 | V_{12} | 2 \rangle|^2}{\varepsilon_2^0 + D}. \quad (3.12)$$

Im betrachteten Fall ist $D + \varepsilon_2^0 \approx D \approx 4$ MeV. Mit $\Gamma_{\text{exp}} \approx 5$ keV folgt

$$|\langle 1 | V_{12} | 2 \rangle| \approx 100 \text{ keV},$$

d. h. das Kopplungsmatrixelement ist wirklich entsprechend der Annahme zu Beginn dieser Rechnung klein.

Aus diesen Überlegungen und mit diesem Ergebnis ist ersichtlich, warum zur Beschreibung der Resonanz ein DWBA-Ansatz bei FICK und FRANZ²⁵ funktioniert.

c) Verschiedenes Verhalten von n - und p -Kanal

Im letzten Punkt dieses Kapitels soll nun der Unterschied zwischen Protonen- und Neutronen-Kanal berücksichtigt werden.

Dies geschieht in der einfachsten Näherung, die möglich ist: Die Kopplung zwischen dem $d + {}^2\text{H}$ -Kanal und dem $p + {}^3\text{H}$ - und $n + {}^3\text{He}$ -Kanal sei gleich (also V_{12}), und nur die verschiedenen Werte von D für beide Kanäle werden berücksichtigt. (Für den p -Kanal $D_p = 4,0$ MeV, für den n -Kanal $D_n = 3,3$ MeV.) Da für beide Werte $\epsilon_2^0 \ll D$ ist, folgt für die Breiten in der ${}^2\text{H}(d, n)$ - bzw. ${}^2\text{H}(d, p)$ -Reaktion

$$\Gamma_{n, p\text{-Reaktion}} \approx \frac{|\langle 1 | V_{12} | 2 \rangle|^2}{D_{n, p}}. \quad (3.13)$$

Das heißt: Die Breiten, die man in der Protonen- und Neutronen-Reaktion erwartet, verhalten sich umgekehrt wie die Energieabstände D_i .

Bei der Beschreibung der Reaktion mit einer resonanten Wechselwirkung im Eingangskanal sind die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte für den resonanten Teil der Reaktion in erster Näherung proportional zu Γ^2 ²⁰. Für den resonanten Anteil in den Koeffizienten B_1 (Abweichung von der Isotropie) wird also erwartet

$$B_1^n / B_1^p \approx \Gamma_{n\text{-Reaktion}}^2 / \Gamma_{p\text{-Reaktion}}^2 \approx D_p^2 / D_n^2 = 1,5.$$

Die Energiedifferenz zwischen dem $n - {}^3\text{He}$ -System und dem $p - {}^3\text{H}$ -System kann sich in den Wirkungsquerschnitten für den Neutronen- oder Protonen-Kanal in der ${}^2\text{H} + d$ -Reaktion also ziemlich stark bemerkbar machen.

4. Spin und Isospin

a) Spin

Auf Grund der Experimente von FRANZ und FICK⁷ und auf Grund der in Kap. 2 und 3 gegebenen Interpretation der Resonanz können die Beiträge der Quintett-Zustände nicht vernachlässigt werden. Deshalb sind alle Theorien, die $S_1 = 2$ -Beiträge nicht mitnehmen^{2, 12, 19}, und die mit diesen Theorien gezogenen Schlüsse nicht mehr gegeben, insbesondere die Zuordnung von $J^\pi = 1^-$ zur gefundenen Resonanz auf Grund des resonanten Verhaltens von B_3 ²⁰.

Im folgenden soll nun systematisch aus dem resonanten Verhalten der B_i versucht werden, Aussagen über den Spin und die Parität dieses Niveaus zu gewinnen. In den Definitionsgleichungen der B_i (Gln. (2.2), (2.4), (2.7)) sind folgende Matrixelemente enthalten:

$$\begin{array}{ll} \text{Matrixelemente:} & \alpha_0, \alpha_2, \beta_2, \gamma; \alpha_{10}, \alpha_{11}, \alpha_{12}, \\ \text{dazugehörige } J^\pi: & 0^+, 2^+, 2^+, 2^+; 0^-, 1^-, 2^-. \end{array} \quad (4.1)$$

In dieser Liste sind unter den Matrixelementen die dazugehörigen J^π -Werte eingetragen.

Da σ_{tot}^{29} , das im wesentlichen durch $|\alpha_0|^2$ gegeben ist, keine Resonanz zeigt, scheidet $J^\pi=0^+$ als möglicher Drehimpuls dieser Resonanz aus.

Zunächst sollen alle B_i , die sich durch Realteile von quadratischen Ausdrücken der α, β, γ ausdrücken lassen und von denen Messungen vorliegen, untersucht werden: B_1, B_5, B_5' , außerdem noch solche Kombinationen von B_i , die derart gebildet sind, daß bestimmte J^π nicht enthalten sind. Es findet sich hier nur eine:

$$(B_1 + 4B_5')/B_0 = 16|\alpha_{12}|^2 + 12\text{Re}(\alpha_{10}\alpha_{12}^*) + 10\text{Re}(\alpha_0\alpha_2^*) - |\gamma|^2 + \frac{20\sqrt{10}}{7}\text{Re}(\gamma\beta_2^*). \quad (4.2)$$

In diesem Ausdruck sind keine Matrixelemente mit $J^\pi=1^-$ enthalten.

In Tabelle 2 sind nun die möglichen J^π -Zuordnungen bei einem resonanten Verhalten eines B_i zusammengestellt:

Tabelle 2

Wenn B_i resonant	Folgende J^π möglich
B_1	$0^-, 1^-, 2^-, 2^+$
B_5	$1^-, 2^-, 2^+$
B_5'	$0^-, 1^-, 2^-, 2^+$
$B_1 + 4B_5'$	$0^-, 2^-, 2^+$

Aus dieser Tabelle ist zu entnehmen, daß auf Grund des resonanten Verhaltens von $B_1 + 4B_5'$ (Fig. 4) $J^\pi=1^-$ als Spin dieser Resonanz nicht in Frage kommt. Bei B_5 sind die statistischen Fehler noch zu groß, um daraus Schlüsse ziehen zu können.

Nun zu den Imaginärteilen: Hier wurden gemessen: B_2, B_3, B_6 . Außerdem wird noch die Kombination

$$(3B_2 - 2B_4)/B_0 = \frac{10}{\sqrt{6}}\text{Im}(\alpha_0\beta_2^*) + \frac{9\sqrt{2}}{4}\text{Im}(\alpha_{11}\beta_{11}^*) + \frac{9\sqrt{2}}{4}\text{Im}(\beta_{11}\alpha_{11}^*) \quad (4.3)$$

untersucht, die sich dadurch auszeichnet, daß sie keine Matrixelemente mit $J^\pi=0^-$ enthält.

In der Tabelle 3 sind die möglichen J^π -Zuordnungen bei resonantem Verhalten dieser B_i zusammengestellt:

Tabelle 3

Wenn B_i resonant	Folgende J^π möglich
B_2	$0^-, 1^-, 2^-, 2^+$
B_3	$1^-, 2^-, 2^+$
B_4	$0^-, 1^-, 2^-$
$3B_2 - 2B_4$	$1^-, 2^-, 2^+$

Wegen des resonanten Verhaltens von B_3 scheidet auch $J^\pi = 0^-$ als Spinzunordnung aus. Dies wird außerdem gestützt durch das resonante Verhalten von $3B_2 - 2B_4$, das im wesentlichen das resonante Verhalten von B_2 zeigt, da B_4 an der Resonanzenergie Null ist. Als Möglichkeiten der Spinzunordnung verbleiben also 2^- und 2^+ .

B_4 zeigte im Experiment als einzige Meßgröße kein resonantes Verhalten (Fig. 2). Das kann so erklärt werden, daß B_4 Null ist oder hier gerade die Phasen zwischen den einzelnen Matrixelementen so ungünstig liegen, daß keine Resonanz beobachtet werden kann. Jedoch fällt auf, daß B_4 nicht durch $J^\pi = 2^+$ -Matrixelemente beeinflusst wird. Das Nichtauftreten dieser Resonanz in B_4 kann also auch durch die Zuordnung der Resonanz zu $J^\pi = 2^+$ erklärt werden. Eine weitere Stütze erfährt diese Annahme durch Diskussion von $(3B_2 - 2B_4)$. ROOK und GOLDFARB haben gezeigt, daß das Matrixelement β_{11} nur in einer Störungsrechnung 2. Ordnung von Null verschieden ist² und deshalb vernachlässigt werden kann. Folgt man diesem Gedanken, dann ergibt sich für

$$(3B_2 - 2B_4)/B_0 = \frac{10}{\sqrt{6}} \operatorname{Im}(\alpha_0 \beta_2^*) \quad (4.4)$$

und aus dem resonanten Verhalten dieses Ausdrucks (d.h. dem resonanten Verhalten von B_2) eine Zuordnung von $J^\pi = 2^+$ zu dieser Resonanz.

Aus den Experimenten kann also geschlossen werden (resonantes Verhalten von B_3 und $B_1 + 4B_5'$), daß es sich um ein Niveau mit $J=2$ handelt. Das Fehlen der Resonanz bei B_4 und das Auftreten bei $3B_2 - 2B_4$ legt $J^\pi = 2^+$ nahe.

Eine Resonanz mit $J^\pi = 2^+$ kann durch das resonante Verhalten der Matrixelemente α_2 , β_2 und γ vermittelt werden. Alle drei Matrixelemente werden als klein erwartet, α_2 und β_2 wegen $l_1=2$ im Eingangskanal und den niedrigen Energien, γ wegen $S_1=2$. Die Zuordnung zu $J^\pi = 2^+$ macht also verständlich, warum diese Resonanz im unpolarisierten Wirkungsquerschnitt nur schwach gesehen wird.

Um zu erklären, welche der Matrixelemente α_2 , β_2 oder γ an der Resonanz beteiligt sind, werden B_i gesucht, in denen nur je eines dieser drei Matrixelemente vorkommt. Entsprechend Gln. (2.2), (2.4) und (2.7)

enthält B_1 nur α_2 , B_2 nur β_2 und B_3 nur γ . Da sowohl B_1 als auch B_2 und B_3 ein resonantes Verhalten zeigen (Fig. 2), folgt, daß alle drei Matricelemente α_2 , β_2 und γ an der Resonanz beteiligt sind.

b) Isospin

Im allgemeinen haben Schwellenresonanzen wegen des großen Radius keinen reinen Isospin^{24, 30}. Im untersuchten Fall besteht das System in der Resonanz jedoch im wesentlichen aus zwei Deuteronen, die beide Isospin 0 haben. Hier sind also keine Isospinmischungen möglich, so daß der Resonanz $T=0$ zugeordnet werden kann.

5. Zusammenfassung

Es wurde versucht zu zeigen, daß es sich bei der in der $^2\text{H}(d, p)^3\text{H}$ - und $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ -Reaktion gefundenen Resonanz bei etwa $E_d = 105$ keV um eine Schwellenresonanz handelt. Aus den Messungen konnte auf $J=2$ geschlossen werden, wobei die Parität höchstwahrscheinlich plus ist. Wegen des fast reinen Clusteraufbaus der Resonanz aus zwei Deuteronen ist der Isospin $T=0$. Die Deutung als Schwellenresonanz ist in Übereinstimmung mit dem großen Wechselwirkungsradius der Reaktion und der Tatsache, daß DWBA-Ansätze gut zur Beschreibung der Reaktion geeignet sind. Außerdem wird in dieser Beschreibung deutlich, daß die verschiedenen Q -Werte des Protonen- bzw. Neutronenkanals einen starken Einfluß auf die Größe des Wirkungsquerschnittes der beiden Kanäle haben können.

Mit einer Untersuchung der elastischen $p-^3\text{H}$ - (oder auch $n-^3\text{He}$ -) Streuung um $E_p = 5,45$ MeV, möglichst mit polarisierten Protonen, sollte sich sowohl die hier gegebene Deutung als auch die Spinzunordnung überprüfen lassen.

Wegen der schwachen Kopplung der Kanäle aneinander hat eine „coupled channel“-Rechnung gute Aussicht, die Reaktion theoretisch vernünftig zu beschreiben.

Meinem Lehrer, Herrn Professor Dr. R. FLEISCHMANN, danke ich für seine stetige Förderung dieser Arbeit und für die Möglichkeit, sie an seinem Institut ausführen zu können.

Herr Diplom-Physiker H. M. HOFMANN hat durch manche anregende Diskussion zur Klärung vieler Fragen beigetragen.

Beiden Herren sowie Herrn Professor Dr. N. FIEBIGER bin ich für eine kritische Durchsicht des Manuskriptes dankbar.

30. BAZ, A. I., V. I. GOLDANSKII, and Y. B. ZELDOVICH: Soviet Phys. Usp. **8**, 177 (1965).

Dr. D. FICK

Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg
8520 Erlangen, Glückstr. 6